

УДК 621.622

**ДОСЛІДЖЕННЯ ПРОЦЕСУ ФІЛЬТРАЦІЇ ГАЗУ В ҐРУНТІ
У РАЗІ ПОЯВИ ВИТОКІВ ІЗ ГАЗОПРОВОДУ****В.Я. Грудз, Я.В. Грудз, Н.Я. Дрінь, Р.Б. Стасюк**

ІФНТУНГ; 76019, м.Івано-Франківськ, вул. Карпатська, 15, тел. (03422) 42342,

e-mail: public@nuing.edu.ua

Корозійні процеси призводять до утворення свищів у трубопроводі. Витоки газу формують в ґрунті ареал загазованості, який характеризується геометричними розмірами та тривалістю. При цьому в газопроводах низького та середнього тисків внаслідок незначної витрати і малих перепадів тисків витоки можуть існувати тривалий час – до моменту їх виявлення. Це викликає суттєві втрати газу, з одного боку, і створює небезпеку в обслуговуванні газопроводу, з іншого.

Тому з практичної точки зору важливо прогнозувати тривалість процесу фільтрації газу (до появи його на поверхні ґрунту), радіус ареалу загазованості території, а також характер і величину витрати газу в атмосферу.

Ключові слова: корозійні процеси, витоки газу, ареал загазованості.

Коррозионные процессы приводят к образованию свищей в трубопроводе. Утечки газа формируют в почве ареал загазованности, характеризующийся геометрическими некоторыми размерами и продолжительностью. При этом в газопроводах низкого и среднего давлений вследствие незначительного расхода и малых перепадов давлений утечки могут существовать длительный период времени – до момента их обнаружения. Это вызывает существенные потери газа, с одной стороны, и создает опасность в обслуживании газопровода, с другой.

Поэтому с практической точки зрения важно прогнозировать длительность процесса фильтрации газа до появления его на поверхности почвы, радиус ареала загазованности территории, а также характер и величину расхода газа в атмосферу.

Ключевые слова: коррозионные процессы, утечки газа, ареал загазованности.

Corrosion processes lead to formation of cracks in the pipelines. The leaks form gas-polluted areas in the ground that are characterized by geometric dimensions and duration. At the same time, the leaks may exist in the low and middle pressure pipelines due to low flow rate and little pressure drop for a long time prior to their discovery. This causes significant gas leaks on one hand, and creates the danger for the pipeline maintenance on the other hand.

That's why, from a practical standpoint it is important to forecast the gas filtration process duration prior to its emergence on the ground surface, radius of the gas-polluted area, and also the nature and the amount of the gas released into the atmosphere.

Key words: corrosion processes, gas leaks, gas-polluted area.

В [5] розглянуто задачу формування ареалу загазованості ґрунту за період від моменту появи витоку з газопроводу до моменту досягнення газовим потоком поверхні ґрунту. Цей період є важливим за умови формування ареалу загазованості. Однак після досягнення газом поверхні ґрунту починається друга фаза нестационарної фільтрації газу в ґрунті, яка характеризується постійною величиною виділення газу з поверхні ґрунту в атмосферу і закінченням формування ареалу загазованості ґрунту. Ця фаза закінчується стаціонарним процесом витікання газу з газопроводу і його фільтрацією в ґрунті.

Для даного періоду процесу важливо оцінити характер закінчення формування ареалу загазованості ґрунту і величину витоку газу в атмосферу.

Розглядається плоска задача фільтрації газу в пористому середовищі при виникненні точкового джерела, яким є витік газу з газопроводу.

Фільтрація рідини і газу в пористому середовищі описується лінійним рівнянням Дарсі

$$\begin{aligned} w &= -\frac{k}{\eta} \frac{\partial p}{\partial x}, \\ -\rho w &= \frac{k\rho}{\eta} \frac{\partial P}{\partial x}, \\ q &= -\frac{k}{\nu} \frac{\partial P}{\partial x}, \\ -\frac{\partial(\rho w)}{\partial x} &= \frac{k}{\nu} \frac{\partial^2 P}{\partial x^2}. \end{aligned} \quad (1)$$

Для визначення швидкості фільтрації використовується рівняння нерозривності, яке в одномірній постановці має вигляд

$$-\frac{\partial p}{\partial t} = c^2 \frac{\partial(\rho w)}{\partial x}, \quad (2)$$

де w - швидкість фільтрації;

$\frac{\partial p}{\partial x}$ - градієнт тиску;

k - проникність ґрунту;

η - в'язкість рідини або газу (абсолютна);

c - швидкість розповсюдження звуку в середовищі.

Шляхом диференціювання приведених рівнянь можна перейти до рівняння типу теплопровідності

$$\frac{\partial P}{\partial t} = \frac{c^2 k}{\nu} \frac{\partial^2 P}{\partial x^2}, \quad \left(\begin{matrix} \text{ж} = \frac{c^2 k}{\nu}; \nu = \frac{\eta}{\rho} \end{matrix} \right). \quad (3)$$

Це рівняння для плоскої системи може бути записане у вигляді

$$\frac{\partial P}{\partial t} = \text{ж} \left(\frac{\partial^2 P}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 P}{\partial y^2} \right). \quad (4)$$

Активне джерело, яке створює умови загазованості, може бути модельоване точковим джерелом, розміщеним на поверхні газопроводу. В такому випадку задача визначення швидкостей нестационарної фільтрації рідини чи газу може розглядатися як двовимірна нестационарна задача побудови поля швидкостей фільтрації, викликаних точковим джерелом. Отже, задача зведена до визначення впливу точкового джерела на процес нестационарної фільтрації.

Рівняння нерозривності в лінійній постановці з врахуванням точкового джерела, що має питому інтенсивність P , може бути записане у вигляді

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = \frac{\partial \rho}{\partial P} \frac{\partial P}{\partial t} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial P}{\partial t}, \quad -\frac{\partial P}{\partial t} = c^2 - \frac{k}{\nu} \frac{\partial^2 P}{\partial x^2} - qc^2 \delta(x - x_q), \quad (5)$$

$$\frac{\partial P}{\partial t} = \text{ж} \frac{\partial^2 P}{\partial x^2} + qc^2 \delta(x - x_q), \quad -\frac{\partial P}{\partial t} = c^2 \frac{\partial(\rho w)}{\partial x} - qc^2 (x - x_q),$$

де $\delta(x - x_q)$ - функція Дірака,

x_q - координата джерела.

Розв'язуючи його разом з рівняннями Дарсі і переходячи до плоскої системи, одержимо

$$\frac{\partial^2 P}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 P}{\partial y^2} = \frac{1}{\text{ж}} \frac{\partial P}{\partial t} - q \frac{c^2}{\text{ж}} \delta(y - H) \delta(x - l) - q \xi \sigma(y - H) \delta(x - l), \quad (6)$$

де H - глибина розміщення витоку від поверхні;

l - відстань до джерела по горизонталі від початку координат.

Вважатимемо, що на значній віддалі від джерела в ґрунті швидкості руху середовища відсутні.

Припустимо, що до початку дії джерела ($t = 0$) система перебуває в спокої, і тиск повітря у всіх точках площини внаслідок незначної глибини залягання буде атмосферним

$$\frac{c^2}{\text{ж}} = \frac{c^2}{c^2 \frac{k}{\nu}} = \frac{\nu}{k} = \xi,$$

$$P(x, y, 0) = P_a.$$

Нехай в процесі дії джерела на поверхні ґрунту і на значній віддалі від джерела тиск залишається атмосферним, тобто при $t > 0$ маємо $P(x, 0, t) = P_a$, $P(\infty, y, t) = P_a$.

Тоді поставлена задача такого вигляду зводиться до розв'язання рівняння

$$\frac{\partial P}{\partial t} = \text{ж} \left(\frac{\partial^2 P}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 P}{\partial y^2} \right) - \text{ж} q \xi \delta(x - x_0) \delta(y - y_0).$$

За таких початкових і граничних умов

$$w(x, 0, t) = 0; w(x, y, 0) = 0,$$

$$t = 0 \rightarrow P(x, 0, t) = P_a, P(x, y, t) = P_a,$$

$$t > 0 \rightarrow P(x, U_0, t) = P_a, P(\infty, Y, t) = P_a.$$

Якщо перенести початок координат таким чином, щоб джерело знаходилося на осі ординат ($x_0 = 0$), то задача спрощується і стає осесиметричною.

Щоб перейти до однорідної крайової задачі введемо нову змінну

$$W(x, y, t) = P(x, y, t) - P_a$$

Тоді сформульована задача зводиться до такого вигляду:

- знайти розв'язок рівняння

$$\frac{\partial W}{\partial t} = \text{ж} \left(\frac{\partial^2 W}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 W}{\partial y^2} \right) - q \xi \delta(x - x_0) \delta(y - y_0), \quad (7)$$

- за таких початкових і граничних умов

$$t = 0 \rightarrow W(x, 0, t) = 0, W(0, y, t) = 0, \quad (8)$$

$$t > 0 \rightarrow W(x, H, t) = 0, W(\infty, y, t) = 0.$$

Математична модель реалізується методом інтегральних перетворень.

Для отримання розв'язку задачі використаємо синус-перетворення Фур'є за змінною y і перетворення Лапласа за часом t

$$W = \int_0^\infty W(x, y, t) \sin \lambda y dy; \quad (9)$$

$$\bar{W} = \int_0^\infty W(x, \lambda, t) e^{-St} dt. \quad (10)$$

Застосовуємо перетворення (9) до задачі (7), (8) і отримуємо

$$\frac{\partial W}{\partial t} = \text{ж} \left(\frac{\partial^2 W}{\partial x^2} - \lambda^2 W \right) - \text{ж} q \sin \lambda y_0 \delta(x - x_0), \quad (11)$$

$$W(x, \lambda, 0) = 0. \quad (12)$$

До задачі (11), (12) застосовуємо перетворення Лапласа

$$S\overline{W} = \mathcal{J} \left(\frac{d^2 \overline{W}}{dx^2} - \lambda^2 \overline{W} \right) - \mathcal{J} \frac{g}{S} \sin \lambda y_0 \delta(x - x_0) \quad (13)$$

або

$$\frac{d^2 \overline{W}}{dx^2} - \left(\frac{S + \mathcal{J}\lambda^2}{\mathcal{J}} \right) \overline{W} = \frac{g}{S} \sin \lambda y_0 \delta(x - x_0).$$

Неоднорідне рівняння (13) розв'язуємо методом варіації довільних змінних. Розв'язок однорідного рівняння, що відповідає рівнянню (13), має вигляд

$$\overline{W} = C_1 e^{\sqrt{\frac{S + \mathcal{J}\lambda^2}{\mathcal{J}}} x} + C_2 e^{-\sqrt{\frac{S + \mathcal{J}\lambda^2}{\mathcal{J}}} x}. \quad (14)$$

Позначимо $\alpha = \sqrt{\frac{S + \mathcal{J}\lambda^2}{\mathcal{J}}}$.

Величини C_1 і C_2 , що відповідають розв'язку неоднорідного рівняння (13), знаходимо із такої системи рівнянь

$$C_1' e^{\alpha x} + C_2' e^{-\alpha x} = 0,$$

$$C_1' e^{\alpha x} - C_2' e^{-\alpha x} = \frac{g}{S} \sin \lambda y_0 \delta(x - x_0). \quad (15)$$

Із рівнянь (15) отримуємо

$$C_1' = \frac{q e^{-\alpha x}}{2S\alpha} \sin \lambda y_0 \delta(x - x_0)$$

і

$$C_1' = \frac{g}{2FS\alpha} \sin \lambda y_0 \int_0^x e^{-\alpha x} \delta(x - x_0) + B_1.$$

З останнього рівняння маємо

$$C_1 = \frac{q \sin \lambda y_0}{2S\alpha} e^{-\alpha x_0} \sigma(x - x_0) + B_1. \quad (16)$$

В (16) $\sigma(x - x_0)$ є функцією Хевісайда.

Якщо верхнє рівняння (16) помножити на α і від нижнього рівняння відняти верхнє, то одержимо

$$C_2' = -\frac{q \sin \lambda y_0}{2S\alpha} e^{\alpha x} \delta(x - x_0).$$

Тому

$$C_2 = -\frac{q \sin \lambda y_0}{2S\alpha} \int_0^x e^{\alpha x} \delta(x - x_0) + B_2, \quad (17)$$

або

$$C_2 = -\frac{q \sin \lambda y_0}{2S\alpha} e^{\alpha x_0} \sigma(x - x_0) e^{\alpha x} + B_2.$$

Підставляємо (16) і (17) в (14) отримуємо розв'язок диференціального рівняння (13)

$$\overline{W} = \frac{q \sin \lambda y_0}{2S\alpha} e^{\alpha(x-x_0)} \sigma(x - x_0) + B_1 e^{\alpha x} - \frac{q \sin \lambda y_0}{2S\alpha} e^{-\alpha(x-x_0)} \sigma(x - x_0) + B_2 e^{-\alpha x}. \quad (18)$$

Оскільки з фізичної суті задачі $\lim_{x \rightarrow \infty} w = 0$ і

$\lim_{x \rightarrow -\infty} w = 0$, то і справедливі рівності $\lim_{x \rightarrow \infty} \overline{W} = 0$, $\lim_{x \rightarrow -\infty} \overline{W} = 0$.

Враховуючи це, отримаємо

$$B_1 = -\frac{q \sin \lambda y_0}{2S\alpha} e^{-\alpha x_0}, \quad (19)$$

$$B_2 = 0.$$

Підставляємо (19) в (18)

$$\overline{W} = \frac{q \sin \lambda y_0}{2S\alpha} [\sigma(x - x_0) - 1] e^{\alpha(x-x_0)} - \frac{q \sin \lambda y_0}{2FS\alpha} [\sigma(x - x_0)] e^{-\alpha(x-x_0)}. \quad (20)$$

Підставимо (20) в диференціальне рівняння (19) і переконаємося, що (20) задовольняє цьому рівнянню.

Знаходимо перетворення Лапласа від (20). Перепишемо (20) у вигляді

$$\overline{W} = \frac{q \sin \lambda y_0}{2} [\sigma(x - x_0) - 1] \frac{e^{\sqrt{S + \mathcal{J}\lambda^2} \frac{(x-x_0)}{\sqrt{\mathcal{J}}}} \cdot \sqrt{\mathcal{J}}}{S \sqrt{S + \mathcal{J}\lambda^2}} - \frac{q \sin \lambda y_0}{2} [\sigma(x - x_0)] \frac{e^{-\sqrt{S + \mathcal{J}\lambda^2} \frac{(x-x_0)}{\sqrt{\mathcal{J}}}} \cdot \sqrt{\mathcal{J}}}{S \sqrt{S + \mathcal{J}\lambda^2}}.$$

Користуючись таблицями перетворень Лапласа, маємо

$$\frac{e^{\frac{(x_0-x)}{\sqrt{\mathcal{J}}} \sqrt{S + \mathcal{J}\lambda^2}}}{S \sqrt{S + \mathcal{J}\lambda^2}} \rightarrow \frac{1}{2\sqrt{\mathcal{J}\lambda^2}} \times \left[e^{-\lambda(x_0-x)} \operatorname{erfc} \left(\frac{x_0-x}{2\sqrt{\mathcal{J}t}} - \lambda \sqrt{\mathcal{J}t} \right) - e^{\lambda(x_0-x)} \operatorname{erfc} \left(\frac{x_0-x}{2\sqrt{\mathcal{J}t}} + \lambda \sqrt{\mathcal{J}t} \right) \right]; \quad (21)$$

$$\frac{e^{-\frac{(x_0-x)}{\sqrt{\mathcal{J}}} \sqrt{S + \mathcal{J}\lambda^2}}}{S \sqrt{S + \mathcal{J}\lambda^2}} \rightarrow \frac{1}{2\lambda \sqrt{\mathcal{J}}} \times \left[e^{-\lambda(x-x_0)} \operatorname{erfc} \left(\frac{x-x_0}{2\sqrt{\mathcal{J}t}} - \lambda \sqrt{\mathcal{J}t} \right) - e^{\lambda(x-x_0)} \operatorname{erfc} \left(\frac{x-x_0}{2\sqrt{\mathcal{J}t}} + \lambda \sqrt{\mathcal{J}t} \right) \right].$$

Таким чином, перетворення Лапласа функції (20) буде

$$W = \frac{q\sqrt{j}\cdot\sin\lambda y_0}{2} [\sigma(x-x_0)-1] \cdot \frac{1}{2\lambda\sqrt{j}} \times \\ \times \left[e^{-\lambda(x_0-x)} \operatorname{erfc}\left(\frac{x_0-x}{2\sqrt{j}t} - \lambda\sqrt{j}t\right) - \right. \\ \left. - e^{\lambda(x_0-x)} \operatorname{erfc}\left(\frac{x_0-x}{2\sqrt{j}t} + \lambda\sqrt{j}t\right) \right] - \\ - \frac{q\sqrt{j}\cdot\sin\lambda y_0}{2} \sigma(x-x_0) \cdot \frac{1}{2\lambda\sqrt{j}} \times \\ \times \left[e^{-\lambda(x-x_0)} \operatorname{erfc}\left(\frac{x-x_0}{2\sqrt{j}t} - \lambda\sqrt{j}t\right) - \right. \\ \left. - e^{\lambda(x-x_0)} \operatorname{erfc}\left(\frac{x-x_0}{2\sqrt{j}t} + \lambda\sqrt{j}t\right) \right],$$

або

$$W = \frac{q\sin\lambda y_0}{4\lambda} [\sigma(x-x_0)-1] \times \\ \times \left[e^{-\lambda(x_0-x)} \operatorname{erfc}\left(\frac{x_0-x}{2\sqrt{j}t} - \lambda\sqrt{j}t\right) - \right. \\ \left. - e^{\lambda(x_0-x)} \operatorname{erfc}\left(\frac{x_0-x}{2\sqrt{j}t} + \lambda\sqrt{j}t\right) \right] - \\ - \frac{q\sin\lambda y_0}{4\lambda} \sigma(x-x_0) \times \\ \times \left[e^{-\lambda(x-x_0)} \operatorname{erfc}\left(\frac{x-x_0}{2\sqrt{j}t} - \lambda\sqrt{j}t\right) - \right. \\ \left. - e^{\lambda(x-x_0)} \operatorname{erfc}\left(\frac{x-x_0}{2\sqrt{j}t} + \lambda\sqrt{j}t\right) \right].$$

Виконуємо обернене синус-перетворення

Фур'є $W = \frac{\pi}{2} \int_0^\infty \bar{W} \sin \lambda y dy$ і отримуємо

$$W = \frac{q}{2\pi} \int_0^\infty \frac{\sin \lambda y_0 \sin \lambda y}{\lambda} \times \\ \times \left\{ [\sigma(x-x_0)-1] \left[e^{-\lambda(x_0-x)} \operatorname{erfc}\left(\frac{x_0-x}{2\sqrt{j}t} - \lambda\sqrt{j}t\right) - \right. \right. \\ \left. - e^{\lambda(x_0-x)} \operatorname{erfc}\left(\frac{x_0-x}{2\sqrt{j}t} + \lambda\sqrt{j}t\right) \right] - \\ - \sigma(x-x_0) \left[e^{-\lambda(x-x_0)} \operatorname{erfc}\left(\frac{x-x_0}{2\sqrt{j}t} - \lambda\sqrt{j}t\right) - \right. \\ \left. - e^{\lambda(x-x_0)} \operatorname{erfc}\left(\frac{x-x_0}{2\sqrt{j}t} + \lambda\sqrt{j}t\right) \right] \right\} d\lambda.$$

Розв'язок поставленої задачі розподілу тиску в поровому середовищі має вигляд

$$P(x,y,t) = P_a + \frac{q}{2\pi} \int_0^\infty \frac{\sin \lambda y_0 \sin \lambda y}{\lambda} \times \\ \times \left\{ [\sigma(x-x_0)-1] \left[e^{-\lambda(x_0-x)} \operatorname{erfc}\left(\frac{x_0-x}{2\sqrt{j}t} - \lambda\sqrt{j}t\right) - \right. \right. \\ \left. - e^{\lambda(x_0-x)} \operatorname{erfc}\left(\frac{x_0-x}{2\sqrt{j}t} + \lambda\sqrt{j}t\right) \right] - \\ - \sigma(x-x_0) \left[e^{-\lambda(x-x_0)} \operatorname{erfc}\left(\frac{x-x_0}{2\sqrt{j}t} - \lambda\sqrt{j}t\right) - \right. \\ \left. - e^{\lambda(x-x_0)} \operatorname{erfc}\left(\frac{x-x_0}{2\sqrt{j}t} + \lambda\sqrt{j}t\right) \right] \right\} d\lambda. \quad (24)$$

Рівність (24) дозволяє отримати в кожній точці площини з координатами (x_i, y_i) значення тиску в певний момент часу, обумовлене дією точкового джерела інтенсивністю q .

Для знаходження швидкості фільтрації газу в ґрунті як функції просторових координат і часу скористаємось плоским рівнянням Дарсі

$$w(x,y,t) = \frac{k}{2} \left(\frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\partial P}{\partial y} \right). \quad (25)$$

В (25) градієнти тиску $\frac{\partial P}{\partial x}$ і $\frac{\partial P}{\partial y}$ знаходяться шляхом диференціювання (24) по лінійних координатах.

В [5] наведено результати реалізації математичної моделі формування ареалу загазованості ґрунту витокami газу з газопроводу, створеної докритичної фази нестационарного процесу фільтрації, впродовж якої витік газу досягає поверхні ґрунту. Аналіз результатів розрахунків показав, що площа поверхні загазованості (на поверхні ґрунту) складає близько 40 м², а тривалість першої фази перевищує 10 хв. При цьому різні темпи зростання ареалу загазованості спостерігаються біля поверхні ґрунту (на останніх 10% глибини площа загазованості зростає на 32,2%). Показано також, що на характер формування ареалу забруднень мало впливає величина витрати витoku газу (для газопроводів низького і середнього тиску) і залежності параметрів ареалу загазованості від величини витoku є нелінійними.

Створена нами математична модель фільтрації газу в пористому середовищі (ґрунті) є більш земельною і справедливою для першої фази нестационарної фільтрації (досягнення поверхні ґрунту), другої фази нестационарної фільтрації (нестационарне витікання газу в атмосферу) і стаціонарного витікання газу через ґрунт в атмосферу. Слід зауважити, що, не зважаючи на різний підхід до побудови математичних моделей, результати реалізації моделі [5] збігаються з аналогічними результатами нашої моделі, одержаними для ідентичних умов першої фази нестационарної фільтрації.

На основі результатів досліджень, поданих в [5], з урахуванням реалізації запропонованої математичної моделі побудовано графіки, які

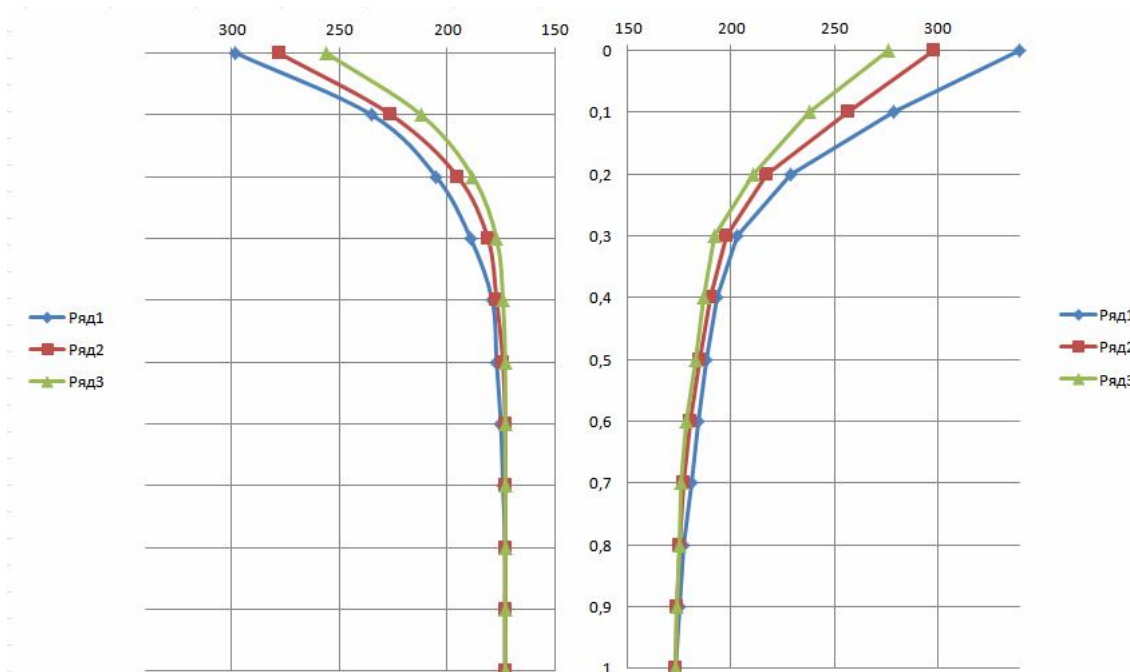


Рисунок 1 – Графіки, які обмежують границі ареалу загазованості для першої і другої фаз процесу нестационарної фільтрації газу

обмежують границі ареалу загазованості для першої і другої фаз процесу нестационарної фільтрації газу (рис. 1).

Аналіз результатів свідчить, що найбільший об'єм ареал загазованості ґрунту припадає на кінець першої фази нестационарної фільтрації газу в ґрунті.

Це пояснюється наявністю певного фільтраційного опору ґрунту в період досягнення газом поверхні ґрунту. З наближенням до поверхні величина фільтраційного опору зменшується, що призводить до зростання поверхні загазованості.

Після досягнення газом поверхні ґрунту фільтраційний опір різко зменшується, що призводить до зростання швидкості переходу газу з ґрунту в атмосферу. Внаслідок цього площа поверхні загазованості повинна зменшуватися, а швидкість виходу газу в атмосферу – зростати. Такий нестационарний процес триватиме до встановлення енергетичної рівноваги, яка забезпечить стаціонарний процес витікання газу з газопроводу, його фільтрацію через шар ґрунту і витікання з поверхні ґрунту в атмосферу. Очевидно, що при цьому масова витрата витоку газу з газопроводу повинна бути рівна масовій витраті виходу газу з поверхні ґрунту в атмосферу внаслідок стаціонарності процесу. Це встановлює взаємозв'язок між величиною витоку газу з газопроводу і величиною його виходу з поверхні ґрунту в атмосферу. Такий підхід дає можливість оцінити втрати газу через корозійні пошкодження трубопроводів при транспортуванні

та розподілі, з одного боку, і вести діагностичні спостереження і контроль за пошкодженнями газопроводів – з іншого.

Література

- 1 Трубопровідний транспорт газу / М.П.Ковалко, В.Я.Грудз, В.П.Михалків та ін. – Київ: Арена ЕКО, 2002. – 600 с.
- 2 Технічна діагностика трубопровідних систем / В.Я.Грудз, Я.В.Грудз, В.В.Костів та ін. – Івано-Франківськ: Лілея НВ, 2012. – 512 с.
- 3 Мазур И.И. Безопасность трубопроводных систем / И.И.Мазур, О.М.Иванцов. – М.: ИЦ «ЕЛИМА», 2006. – 1104 с.
- 4 Щербаков С.Г. Проблемы трубопроводного транспорта нефти и газа / С.Г. Щербаков. – М.: Наука, 1982. – 206 с.
- 5 Грудз В.Я. Математичне моделювання фільтрації газу в ґрунті внаслідок виникнення малих витоків в газопроводі / В.Я.Грудз, Я.В.Грудз, В.В.Фейчук та ін. // Розвідка і розробка нафтових і газових родовищ. – 2011. – № 3(40). – С.66-69.
- 6 Грудз Я.В. Статистична оцінка втрат газу в розподільчих мережах / Я.В.Грудз, Н.Я.Дрінь, В.В.Фейчук // Розвідка і розробка нафтових і газових родовищ. – 2012. – № 2(43). – С. 106-112.

Стаття надійшла до редакційної колегії
05.06.14

Рекомендована до друку
професором **Середюк М.Д.**
(ІФНТУНГ, м. Івано-Франківськ)
д-ром техн. наук **Говдяком Р.М.**
(ІК «Машекспорт», м. Київ)